

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА РЕЗОНАНСНОГО ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

© 2009 г. С. Я. Ветров*, И. В. Тимофеев**, А. Ю. Кутукова*

*Сибирский федеральный университет, 660074 Красноярск, Россия

**Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Академгородок, Россия

E-mail: tiv@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 24.06.2008 г.

В окончательной редакции 05.12.2008 г.

Исследованы спектр собственных возбуждений и спектр пропускания одномерного резонансного фотонного кристалла для электромагнитных волн ТМ- и ТЕ-поляризации. Рассматриваемый кристалл представляет собой слоистую среду, состоящую из чередующихся изотропного слоя и слоя резонансно поглощающего газа. Проведенные расчеты показывают, что зонная структура спектров резонансного фотонного кристалла существенно меняется при вариации угла падения и плотности резонансного газа. Изучена структура спектров дополнительного пропускания в запрещенной зоне резонансного фотонного кристалла с учетом затухания электромагнитных мод. Указаны возможности управления спектром электромагнитных мод.

PACS: 42.65.-k, 42.70.Qs, 78.20.Bh

ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы (ФК), диэлектрические свойства которых меняются периодически, допуская брэгговскую дифракцию света, вызывают интерес как новые оптические материалы, обладающие уникальными свойствами [1–4]. Благодаря наличию фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) с низкой плотностью фотонных состояний ФК позволяют реализовать ряд интересных режимов распространения электромагнитных волн. Например, в трехмерных ФК могут существовать такие запрещенные зоны, что в них свет любой поляризации не может войти в ФК или выйти из него в каком-либо направлении. Другое важное свойство ФК – высокая степень локализации электромагнитных волн на дефектах решетки. В этом случае в запрещенных зонах ФК возникают дефектные уровни энергии. Атом может излучить квант с частотой, соответствующей дефектному уровню.

На основе ФК-материалов созданы новые типы волноводов [5], предложены способы увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов [6–8], обсуждаются идеи по развитию элементной базы оптоэлектронной техники и информационных технологий [2].

Спектральные свойства ФК можно дополнительно существенно изменять, помещая внутрь периодической структуры резонансные среды (атомы или молекулы). Далее такую структуру будем называть резонансным фотонным кристаллом (РФК). Простейшей реализацией резонансного

ФК являются слоистые структуры, состоящие из чередующихся слоев двух материалов, в качестве одного из которых рассматривается резонансно поглощающий газ. Спектральные свойства таких РФК изучались в работах [9, 10] в случае нормального падения излучения на ФК. Сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФЗЗ-структуры приводит к качественному изменению спектров ФК, появляются полосы пропускания в фотонной запрещенной зоне, а также дополнительные запрещенные зоны на краю запрещенной зоны ФЗЗ-структуры.

В данной работе в отличие от [9, 10] исследуются особенности дисперсионных свойств бесконечной одномерной ФЗЗ-структуры, возникающие за счет резонансной дисперсии газа, для случая наклонного падения излучения. Исследуется также влияние резонансного поглощения света на спектр пропускания при вариации угла падения, параметров ФЗЗ-структуры и резонансного газа.

ЗОННАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРА СОБСТВЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ НЕОГРАНИЧЕННОГО ФК С РЕЗОНАНСНЫМ ГАЗОМ

Рассмотрим ФК-структуру, представляющую собой неограниченную слоистую среду, в которой одним из чередующихся изотропных слоев является резонансный газ. Рассматриваемая структура (рис. 1) характеризуется диэлектрическими прони-

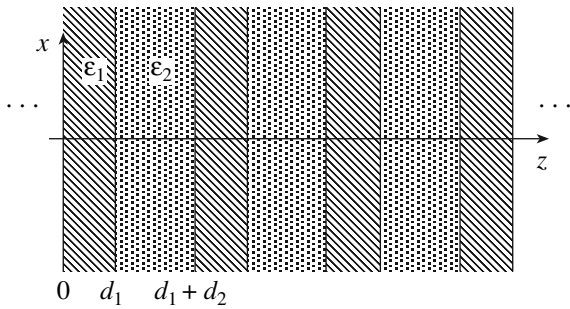


Рис. 1. Схематическое представление периодической слоистой среды.

цаемостями слоев соответственно изотропной среды и резонансного газа ϵ_1 и $\epsilon_2(\omega)$. Толщины слоев d_1 и d_2 , период структуры $L = d_1 + d_2$. Комплексная диэлектрическая проницаемость среды в модели Лоренца дается выражением [11]

$$\epsilon_2 = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2} - i \frac{\omega_p^2\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}, \quad (1)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi Nfe^2/m$, e – заряд электрона, m – масса электрона, N – плотность резонансных атомов, f – сила осциллятора, γ – ширина линии, ω_0 – центральная частота резонанса, ω – частота излучения. Дисперсионное соотношение для подобной структуры в случае ТМ-волн (p -поляризация) описывается хорошо известным выражением [3, 12], структура которого не меняется при учете дисперсии среды:

$$\cos(k_z L) = \cos(q_1 d_1) \cos(q_2 d_2) - (1/2)(\epsilon_1 q_1 \epsilon_2 q_2)^{-1} [(\epsilon_1 q_2)^2 + (\epsilon_2 q_1)^2] \times \sin(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2), \quad (2)$$

где $q_i^2 = c^{-2} \omega^2 \epsilon_i - k_x^2$, $i = 1, 2$, c – скорость света, k_x , k_z – составляющие волнового вектора \mathbf{k} .

В данном разделе при исследовании собственных возбуждений неограниченного РФК учитывалась в первую очередь только действительная часть диэлектрической проницаемости (1). Это упрощение дает хорошее приближение для зон, спектральная ширина которых превышает ширину γ резонансной линии. Дисперсионное уравнение (2) решалось численно. Для численных расчетов были выбраны параметры ФК, близкие к используемым в работе [9]: $\epsilon_1 = 3.24$, $d_1 \sqrt{\epsilon_1} = d_2$, $L = d_1 + d_2 = 100$ нм, и Нг как резонансный газ, для которого $\gamma/\omega_G = 5 \times 10^{-7}$, $\omega_p^2/\omega_G^2 = 7 \times 10^{-8}$, где $\omega_G = \pi c/L_0$ – характерная частота запрещенной зоны, $L_0 = d_1 \sqrt{\epsilon_1} + d_2$ – оптическая толщина. Резо-

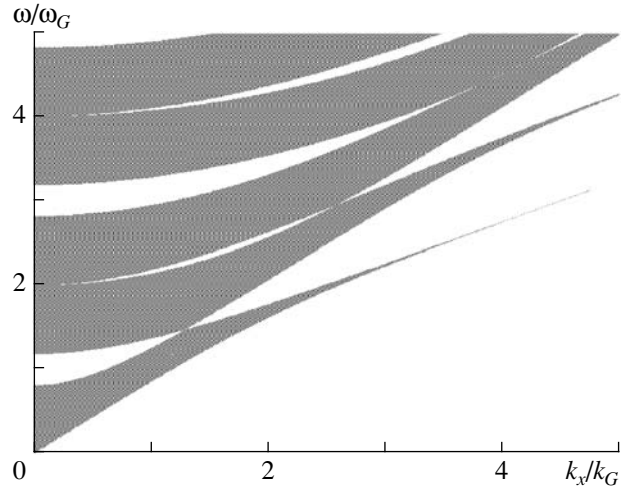


Рис. 2. Зонная структура фотонного кристалла в плоскости ωk_x для ТМ-волн. Светлые области соответствуют запрещенным зонам; ω измеряется в единицах $\omega_G = \pi c/L_0$, а k_x – в единицах $k_G = \pi/L_0$, $\epsilon_1 = 3.24$, $\epsilon_2 = 1$, $L = d_1 + d_2 = 100$ нм, $d_1 \sqrt{\epsilon_1} = d_2$, $L_0 = d_1 \sqrt{\epsilon_1} + d_2$.

нансу на длине волны $\lambda_0 \approx 250$ нм соответствует ширина линии $\gamma \approx 10^9$ Гц.

На рис. 2 представлена типичная затравочная зонная структура бесконечного одномерного ФК в плоскости ωk_x для ТМ-волн. Частота ω нормирована на ω_G , а волновой вектор k_x нормирован на $k_G = \pi/L_0$.

Учет частотной дисперсии действительной части диэлектрической проницаемости (1) приводит к качественным изменениям в зонной структуре затравочного спектра. Сочетание дисперсии ФЗЗ-структуры с резонансной дисперсией газа может приводить к появлению дополнительной запрещенной зоны в спектре резонансного фотонного кристалла. Этот эффект иллюстрируется на рис. 3. Видно, что в представленном фрагменте спектра РФК появляется дополнительная запрещенная зона, если резонансная частота газа $\omega_0 = 1.19\omega_G$ лежит на краю первой запрещенной зоны.

Иная ситуация реализуется, если резонансная частота лежит в запрещенной зоне ФК. На рис. 4 приведен фрагмент спектра для случая, когда резонансная частота $\omega_0 = 1.18\omega_G$ лежит в запрещенной зоне. В этом случае в запрещенной зоне появляется дополнительная узкая полоса пропускания с шириной, на порядок превышающей ширину резонансной линии. Ширинами дополнительной запрещенной зоны и полосы пропускания можно управлять, варьируя параметры ФК-структуры и резонансного газа. Например, увеличение плотности резонансного газа при неизменных прочих

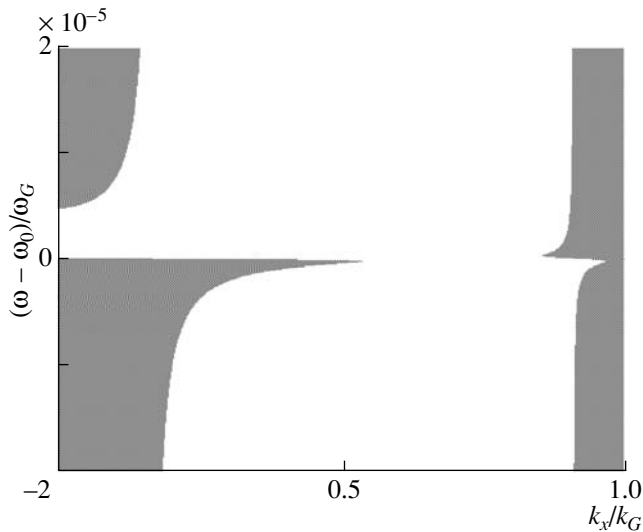


Рис. 3. Фрагмент зонной структуры, соответствующей рис. 2. Резонансная частота на краю зоны $\omega_0 = 1.19\omega_G$, $\gamma = 5 \times 10^{-7}\omega_G$, $\omega_p^2 = 7 \times 10^{-8}\omega_G^2$ плотность резонансных атомов газа $N = 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

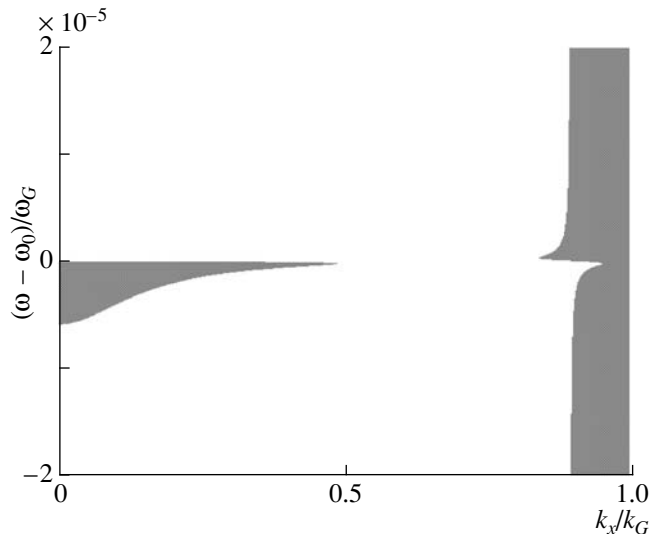


Рис. 4. Фрагмент зонной структуры. Резонансная частота в запрещенной зоне $\omega_0 = 1.18\omega_G$, остальные параметры те же, что и для рис. 3.

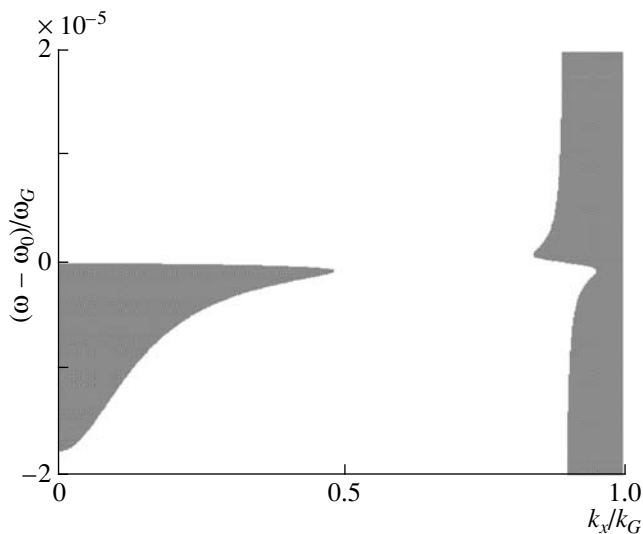


Рис. 5. Фрагмент зонной структуры. Плотность резонансных атомов $N = 1.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, остальные параметры те же, что и для рис. 4.

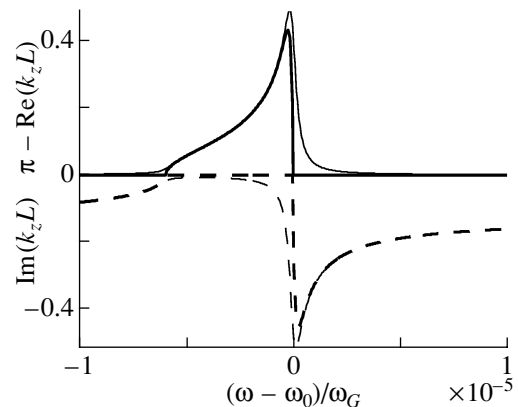


Рис. 6. Зависимость действительной и мнимой частей проекции волнового вектора k_z от отстройки частоты ω от резонансной частоты газа для случая нормального падения излучения. Сплошная и штриховая широкие линии – для непоглощающего РФК ($\epsilon_2(\omega) = \text{Re}\epsilon_2(\omega)$). Сплошная и штриховая узкие линии – для поглощающего РФК ($\epsilon_2(\omega) = \text{Re}\epsilon_2(\omega) + i\text{Im}\epsilon_2(\omega)$). Параметры системы те же, что и для рис. 4.

параметрах РФК приводит к увеличению ширины дополнительной области пропускания.

Сравнение рис. 5 с рис. 4 при значении волнового вектора $k_x = 0$ показывает, что увеличение плотности газа в 3 раза приводит к увеличению ширины полос пропускания в такое же число раз. Заметное отличие полос пропускания имеет место и для ненулевых значений проекции k_x .

Учет не только вещественной, но и мнимой части диэлектрической проницаемости (1) приводит

к тому, что волновое число k_z поглощающего РФК становится комплексным не только для частот, лежащих в запрещенных зонах, но и для частот в разрешенных зонах. На рис. 6 приведены характерные зависимости действительной и мнимой частей k_z от отстройки частоты ω от резонансной частоты газа ω_0 , лежащей в первой запрещенной зоне, для случая нормального падения излучения. Для сравнения такие зависимости приведены для непоглощающего и поглощающего

РФК соответственно с $\text{Im}\varepsilon_2 = 0$ и $\text{Im}\varepsilon_2 \neq 0$. Из рисунка видно, что учет мнимой части диэлектрической проницаемости (1) приводит к сужению дополнительной полосы пропускания в запрещенной зоне РФК за счет существенного поглощения вблизи резонансной частоты ω_0 . При удалении от резонансной частоты ($\omega < \omega_0$) мнимая часть волнового числа k_z становится много меньшей его вещественной части, и, следовательно, моды полосы пропускания будут слабо затухать. Наконец, заметим, что отмеченные спектральные особенности РФК для ТМ-волн сохраняются и для волн ТЕ-типа.

СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ

Спектр пропускания ограниченного резонансного ФК (рис. 1), структура которого характеризуется диэлектрической проницаемостью ε_1 и комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2(\omega)$ в виде (1), исследуем методом трансфер-матрицы [13, 14]. Для рассматриваемой нами структуры распределение электрического поля в слоях имеет вид

$$E_x(n, t) = [A_n e^{i\alpha_n(z-z_n)} + B_n e^{-i\alpha_n(z-z_n)}] e^{-i\omega t}, \quad (3)$$

где A_n, B_n – амплитуды соответственно падающей и отраженной волн в n -м слое, $\alpha_n = \omega/c\sqrt{\varepsilon_n - \sin^2\theta}$, θ – угол падения излучения. Из непрерывности электрического E_x и магнитного H_y полей на границе раздела слоев $z = z_{n-1}$ получаем систему уравнений, которая может быть представлена как матричное уравнение

$$\begin{pmatrix} A_{n-1} \\ B_{n-1} \end{pmatrix} = T_{n-1,n} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где трансфер-матрица

$$T_{n-1,n} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1+h)e^{-i\alpha_n\gamma_n} & (1-h)e^{i\alpha_n\gamma_n} \\ (1-h)e^{-i\alpha_n\gamma_n} & (1+h)e^{i\alpha_n\gamma_n} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь $h = \sqrt{\varepsilon_n - \sin^2\theta} / \sqrt{\varepsilon_{n-1} - \sin^2\theta}$, толщины слоев $\gamma_n = z_n - z_{n-1}$, $n = 1, 2, \dots, N$. Из (4) следует связь амплитуд волн соответственно падающей на РФК и отраженной от него A_0, B_0 с амплитудой волны A_s , вышедшей с образца, при условии, что отражение волн с правой стороны образца РФК отсутствует, $B_s = 0$:

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} A_s \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

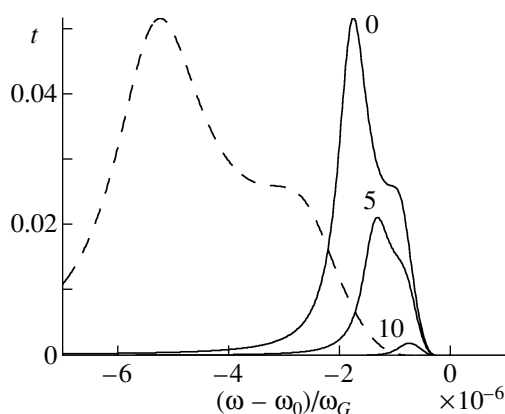


Рис. 7. Частотные зависимости коэффициента пропускания $t(\omega)$ поглощающего РФК. Сплошные линии приведены для углов падения $\theta = 0^\circ, 5^\circ$ и 10° при плотности резонансных атомов $N = 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Штриховая линия рассчитана для случая нормального падения, плотности резонансных атомов $N = 1.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и ширине резонансной линии $\gamma = 1.5 \times 10^{-6} \omega_G$. Толщина рассматриваемого РФК, содержащего 30 периодов, составляет 3 мкм. Остальные параметры те же, что и для рис. 4.

где

$$\hat{M} = \hat{T}_{01} \hat{T}_{12} \dots \hat{T}_{N-1,N} \hat{T}_{N,S}, \quad (7)$$

$S = N + 1$, $\gamma_{N+1} = 0$. Окончательно, используя (7), получаем коэффициент пропускания

$$t(\omega) = 1/|\hat{M}_{11}|^2, \quad (8)$$

где \hat{M}_{11} – элемент матрицы \hat{M} .

Исследуем теперь особенности спектра пропускания конечного РФК с помощью численного решения уравнения для коэффициента пропускания (8). На рис. 7 приведены частотные зависимости коэффициента пропускания конечного поглощающего резонансного фотонного кристалла. Сплошные линии пропускания для различных углов падения на рис. 7 получены при тех же прочих параметрах системы, что и для рис. 6. Видно из сравнения рисунков, что при нормальном падении ширина частотной области дополнительного пропускания на рис. 7 согласуется с дополнительной полосой пропускания неограниченного РФК. Отметим также, что коэффициент пропускания весьма чувствителен к углу падения θ , при увеличении θ до 10° значение в максимуме кривой пропускания уменьшилось на порядок.

При увеличении в 3 раза плотности резонансного газа затухание γ также увеличивается в 3 раза в случае ударного механизма уширения [15]. Спектр дополнительной полосы пропускания (штриховая кривая на рис. 6) сдвигается от резонанса, а ширина полосы возрастает в 3 раза. Коэффициент пропускания в максимуме не меняется.

По мере приближения резонансной частоты ω_0 к краю запрещенной зоны при прочих неизменных параметрах системы пропускание существенно увеличивается. Например, при $\omega_0 = 1.185\omega_G$ оно достигает 50%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, комбинация дисперсии ФЗЗ-структуры с дисперсией резонансного газа приводит к качественному изменению спектральных свойств резонансного фотонного кристалла. В настоящей работе показано, что имеются реальные возможности изменения кривых дополнительного пропускания в запрещенной зоне РФК за счет изменения плотности резонансного газа, положения резонансной частоты относительно края запрещенной зоны. Процессами пропускания можно также эффективно управлять путем варьирования угла падения лазерного излучения. В практических приложениях такие РФК могут быть перспективны при создании узкополосных фильтров с перестраиваемыми характеристиками, при построении новых типов оптических устройств.

Работа поддержана грантами НШ-3818.2008.3, МК-1292.2008.2, РНП-2.1.1.1814; № 2.10.2 ОФН РАН, № 33 СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals. Princeton: Princeton University Press, 1995. 137 p.
2. *Busch K., Lölkes S., Wehrspohn R.B., Föll H.* Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication and Characterization. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. 354 p.
3. *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1986. 616 с. (Yariv A., Yeh P. Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation. New York: Wiley, 1984.)
4. *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.* Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.
5. *Желтиков А.М.* // УФН. 2000. Т. 170. № 11. С. 1203.
6. *Painter O., Zec R., Yariv A. et al.* // Science. 1999. V. 264. P. 1819.
7. *Мартемьянов М.Г., Долгова Т.В., Федянин А.А.* // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. В. 3. С. 527–542.
8. *Wong F., Zhu S.N., Li K.F. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 071102.
9. *Желтиков А.М., Наумов А.Н., Баркер П., Майлс Р.Б.* // Опт. и спектр. 2000. Т. 89. № 2. С. 309–313.
10. *Artoni M., Rossa G.La, Bassani F.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 046604.
11. *Ахманов С.А., Никитин С.Ю.* Физическая оптика. М.: МГУ, 1998. 655 с.
12. *Shi Hang, Tsai Chie-hua* // Sol. Stat. Commun. 1984. V. 52. № 12. P. 953.
13. *Yeh P.* // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. № 5. P. 742.
14. *Vetrov S.Ya., Timofeev I.V., Shabanov A.V.* // Phys. Stat. Sol. (RRL). 2007. V. 1. № 3. P. 92.
15. Физическая энциклопедия. М.: Большая Российская энциклопедия. Т. 5. 1998. С. 262.